PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 23. Februar 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor A. Battelli):
No. 8: M. Alegretti, Über photoelektrische Ströme. S. 317.
G. Mie, Über die Bewegungen eines als flüssig angenommenen Äthers. S. 319.
E. Ruhmer, Über das sprechende Licht. S. 325.
Eingegangene Schriften. S. 328.
Tagesereignisse. S. 328.
Personalien. S. 328.
Berichtigungen. S. 328.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor: A. Battelli).

No. 8[1]): M. Allegretti, Über photoelektrische Ströme.

1. Die Untersuchungen, die man bisher mit photoelektrischen Strömen angestellt hat, haben das Vorhandensein einer elektromotorischen Kraft festgestellt, die durch das Licht produziert wird; aber obwohl man die qualitativen Wirkungen des weissen Lichtes auf verschiedene Aktinometer, ja sogar die Wirkung der verschiedenen Farben des Spektrums auf einige von ihnen kennt, so hat man doch noch kein Gesetz gefunden, welches das Phänomen auch nur annähernd beherrscht. Ich möchte untersuchen, wie die Wirkung des Lichtes mit der Veränderung der Intensität der Ausstrahlung wechselt, einmal durch Wechsel der Stärke der angewandten Quellen, wie auch durch Veränderung der Entfernung derselben von den zu prüfenden Platten.

2. An einem Ende einer vierkantigen Leitschiene, der die Lichtquellen entlang laufen können, befindet sich das Aktinometer: es ist in ein geschwärztes Kästchen eingeschlossen, an dessen Vorderseite ein Schiebefensterchen angebracht ist. Dasselbe ist aus zwei möglichst identischen Scheiben aus reinem Metall hergestellt, die mit Marineleim auf einem kleinen Ebonitschild befestigt und an ihren äussersten Enden mit einem Du Bois-Rubensschen Galvanometer verbunden sind. Die Scheiben werden in den in einem Glasgefäss befindlichen Elektrolyten (5%ige Jodnatriumlösung) getaucht.

Als Lichtquellen verwandte ich elektrische Lampen in Röhrenform von verschiedener Stärke. In den Stromkreis der Versuchslampen schaltete ich ein Depretz-d'Arsonvalsches Galvanometer ein, mittels dessen ich mich vergewissern konnte, dass während der Versuchsdauer die Stromintensität sich nicht veränderte. Bei Ausführung des Versuches brachte ich die Lichtquelle in möglichst kleine Entfernung vom Aktinometer und hob die Schutzwehr des Verschlusses während ich das Galvanometer beobachtete; nach der Ablesung liess ich den Verschluss herab und ging dann in derselben Weise vor, nachdem ich die Lampe in grössere Entfernung gestellt hatte. Um die Kurven der Aktinometer zu zeichnen, nahm ich die benutzten Stromstärken als Ordinaten, die Lichtstärken als Abscissen.

Ich führe die erhaltenen Resultate einzeln für jedes der untersuchten Metalle an.

Schwefelkupfer.

3. Die Scheiben aus elektrolytischem Kupfer, die auf dem Ebonit befestigt sind, werden mit feinstem Schmirgelpapier sorgfältig poliert und mehrmals reichlich gebadet. Nachher werden sie in eine Schwefelkaliumlösung mittlerer Konzentration getaucht; ein Bad von etwa einer Minute genügt, um die Scheiben mit einer gleichmässigen, dichtschwarzen und lichtempfindlichen Schwefelkupferschicht zu überziehen. In derselben Weise präparierte ich gleichzeitig eine Anzahl von Paaren, die ich leicht geschützt verwahrte, um sie nacheinander zu verwenden. Die Empfindlichkeit von dieser Art von Aktinometern bei einer gegebenen Lichtstärke ist nicht immer die gleiche, sondern verändert sich mit der Zeit; sie steigt zuerst bis sie ein gewisses Maximum erreicht, bleibt einige Zeit konstant und sinkt dann bis sie ganz vergeht. Die Zeitgrenzen, innerhalb deren diese Veränderungen der Empfindlichkeit vor sich gehen, sind nicht immer dieselben; die Zeit aber, die nötig ist, um die zur Zeichnung einer Kurve nötigen Punkte zu erhalten, ist so kurz, dass die Empfindlichkeit des Aktinometers sich während derselben gar nicht verändert. Obwohl die erhaltenen Kurven in ihren absoluten Werten und in ihrer Neigung zur Achse der Lichtstärken verschieden sind, so haben sie doch alle dieselbe Form und zeigen, wie die durch das Licht entwickelte elektromotorische Kraft sich nahezu umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung der Lichtquellen vom Aktinometer ver-

1) No. 7: Diese Zeitschrift 2, 225, 1901.

hält. Die beleuchtete Scheibe ist negativ in Bezug auf die andere.

Jodkupfer.

4. Um die Kupferscheiben mit einer Jodverbindung zu überziehen, bade ich sie in einer alkoholischen Jodlösung. Aber weil sich während des Alkoholbades der Marineleim, mit dem sie auf dem Ebonit befestigt sind, gelöst hätte, und andererseits ich sie nach der Jodierung nicht wieder fest machen konnte, weil ich im Dunkeln arbeiten musste, da sich das Kupferjodür bei Licht verändert, so nahm ich meine Zuflucht zur Herstellung eines vulkanisierten Kautschukschildchens, in welchem während der Vulkanisierung die Kupferscheiben nach einer sehr einfachen Methode eingeschlossen bleiben. Sie wurden nachher ohne Schwierigkeiten durch Baden in der alkoholischen Jodlösung mit Jod überzogen. Die derart zubereiteten Platten besitzen eine gelblich-weisse Oberfläche, die auch in diffusem Licht sehr schnell schwarz wird. Auch bei diesen Aktinometern verändert sich die von der Wirkung des Lichts hervorgerufene elektromotorische Kraft im Laufe der Zeit; für eine Entfernung von 20 cm bis 2 m ist sie etwa umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung zwischen Lichtquelle und Aktinometer. Sind die Scheiben während einiger Zeit im Elektrolyten eingetaucht geblieben, so hat das Proportionalitätsgesetz mit nur geringerer Annäherung Geltung; bei ausreichend grossen Lichtstärken wächst die elektromotorische Kraft schneller als man nach dem Gesetz erwarten soll. Die beleuchtete Platte ist positiv in Bezug zur anderen Platte.

Schwefelsilber.

5. Die in der üblichen Weise auf das Ebonitschildchen befestigten Platten werden mit Schwefelsilber überzogen, indem man sie gasförmigem Schwefelwasserstoff aussetzt, nachdem sie zuvor durch reichliche Spülungen von jeder Spur von Fettigkeit befreit worden sind. Die Platten sehen bläulich-schwarz aus und bleiben lange Zeit unverändert. Auch für dieses Aktinometer wechselt die hervorgebrachte elektromotorische Kraft mit der Zeit; die erhaltenen Kurven weichen untereinander nur für die absoluten Werte der Ordinaten ab und bleiben in ihrer Form einander ähnlich. Bei Veränderung der Lichtstärken benimmt sich das Aktinometer aus Schwefelsilber sehr verschieden von den anderen. Für ziemlich kleine Lichtstärken kann man in der That sagen, dass die entwickelte elektromotorische Kraft umgekehrt proportional zum Quadrate der Entfernung von der Lichtquelle ist; bei grossen Lichtstärken steigt sie sehr viel weniger schnell als die Lichtstärke. Die Kurve ähnelt einem Zweige der Parabel. Die beleuchtete Platte ist in Beziehung zur andern negativ.

Jodsilber.

6. Die bei den Kupferplatten angewandte Kautschuk-Umhüllung ist für Silber nicht brauchbar, da der im Kautschuk selbst enthaltene Schwefel sie sehr angreift. Ich exponierte sie deshalb direkt den Joddämpfen.[1]) Die derart zubereiteten Scheiben zeigten das übliche gelbliche Aussehen und wurden bei Einwirkung von Licht sehr rasch geschwärzt. Die entwickelte elektromotorische Kraft ist — kleine Unterschiede ausgenommen — umgekehrt proportional zum Quadrate der Entfernung zwischen Lichtquelle und Aktinometer. Für eine sehr lange, aber für jede Art von Aktinometer wechselnde Zeit bleibt eine solche Proportionalität bestehen; nachher sind die erhaltenen Kurven gar nicht mehr untereinander vergleichbar.

7. Für das Paar Jodsilber-Jodsilber habe ich auch zu verschiedenen Zeiten einige Kurven konstruiert, indem ich die Entfernung von der Lichtquelle festhielt und die Stärke der Lichtquelle selbst wechselte. Die aufeinanderfolgenden Lichtstärken wurden jedesmal mit dem Weberschen Photometer gemessen. Die erhaltenen Kurven, bei welchen wie gewöhnlich die Abscissen die Lichtstärken, die Ordinaten die Stärke des vom Lichte erzeugten Stromes angeben, nähern sich der geraden Linie und sind, was die Gestalt betrifft, kurze Zeit nach frischer Herstellung des Aktinometers untereinander vergleichbar; ist einige Zeit danach vergangen, so entspricht die elektromotorische Kraft nicht mehr dem Gesetze der Proportionalität, und die Kurven sind nicht mehr untereinander vergleichbar. Die beleuchtete Platte ist bezüglich zur andern positiv.

8. Ich habe strahlenmessende Apparate auch aus reinen Metallen hergestellt. Auf diese hat das Licht gar keine Wirkung — ein Resultat, das von mir gleich bei den ersten Versuchen beobachtet und auch von G. C. Schmidt[2]) festgestellt worden ist.

9. Ich glaube, dass man aus dem oben Dargelegten folgende Schlussfolgerungen ziehen kann:

a) die elektromotorische Kraft, die durch Einwirkung des Lichtes auf chemisch veränderte, metallische, in einen Elektrolyten getauchte Oberflächen entsteht, bleibt bei einer gegebenen Lichtstärke eine bei jeglicher Art von Aktinometern wechselnde Zeit zunächst konstant, wird dann veränderlich mit der Neigung abzunehmen und erlischt schliesslich vollkommen. Zwei aus identischen Elementen und unter anscheinend

1) La Lumière II, S. 65, 1868.
2) Wied. Ann. 67, 576, 1899.

identischen Bedingungen hergestellte Aktinometer zeigen nicht gleiche Empfindlichkeit.

b) In der ersten Periode, in der die Empfindlichkeit des Apparates konstant ist, verhält sich die durch Lichtwirkung auf Platten von Schwefel- und Jodkupfer und auf solchen von Jodsilber hervorgerufene elektromotorische Kraft umgekehrt proportional zum Quadrat der Entfernung zwischen Lichtquelle und Aktinometer. Ist einige Zeit vergangen, so entspricht sie diesem Gesetz nicht mehr genau.

c) Die Platten aus Schwefelsilber stimmen durch die Art ihres Verhaltens mit diesem Gesetz ganz und gar nicht überein. Für sie kann man die durch die Lichtstärke in Aktion tretende elektromotorische Kraft durch den Zweig einer Parabel darstellen.

d) Unter der Einwirkung des Lichtes verändert sich das elektromotorische Vermögen rein-metallischer Oberflächen gar nicht (oder nur in unmerklichem Grade).

(Eingegangen 25. Januar 1900.)

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

Über die Bewegungen eines als flüssig angenommenen Äthers.[1])

Von Gustav Mie.

1. Aus den zahlreichen bisherigen Versuchen über Ätherbewegung kann man wohl mit ziemlicher Sicherheit schliessen, dass die Körpermoleküle für den Äther so gut als vollkommen durchlässig sind, da es noch nie gelungen ist, ihn durch Bewegungen der Moleküle mitzureissen. Man kann aber aus diesen Experimenten noch nicht ohne weiteres schliessen, dass er überhaupt starr und unbeweglich ist. Falls der Äther, wie es ja einige Theorien annehmen, flüssig ist, so fordern die Gesetze der Mechanik, dass er unter gewissen Umständen lediglich infolge innerer Druckkräfte zum Strömen kommen muss. Es ist Helmholtz gewesen, der zum ersten Male diese inneren Kräfte berechnet hat.[2])

Bekanntlich befindet sich ein elektromagnetisches Feld nur dann im Gleichgewicht, wenn die elektrische und die magnetische Feldintensität P und H die Bedingung erfüllen:

$$curl\ P = 0, \quad curl\ H = 0.$$

Wenn dies nicht der Fall ist, ändert sich das Feld, und zwar, wenn Körper vorhanden sind, an die es Energie abgeben kann, im allgemeinen unter fortwährendem Verlust an Energie so lange, bis der Gleichgewichtszustand erreicht ist, in welchem die Energie des Feldes ein Minimum ist.

Beispielsweise ist der Vorgang der Ladung eines Metallkörpers durch einen Funken der, dass zunächst in der Funkenstrecke die elektrischen Kraftlinien ausgelöscht werden. Dadurch ist nun an dieser Stelle die Gleichgewichtsbedingung des Feldes gestört, es gerät in Oszillationen, bei welchen so lange Energie von den Leitern, von der Funkenstrecke und auch von dem Äther der weiteren Umgebung verzehrt wird, bis sich die Kraftlinien wieder elektrostatisch angeordnet haben, wo dann ihre Energie ein Minimum ist.

Wenn nun der Äther eine Flüssigkeit ist, so muss er nach den Gesetzen der Mechanik bei solchen Vorgängen gleichzeitig auch in Bewegung geraten und zwar im allgemeinen in dem Sinne, dass seine Bewegung die Erreichung der statischen Anordnung der Kraftlinien zu beschleunigen sucht. Unter Umständen kommt er schliesslich wieder zur Ruhe, unter andern Umständen kann er aber auch einen konstanten Bewegungszustand beibehalten, der dann natürlich auch den energieverzehrenden Faktoren hinzuzuzählen ist.

Die Untersuchungen über Existenz oder Nichtexistenz solcher Bewegungen scheinen mir von höchster Wichtigkeit zu sein, weil sie allein uns bestimmte Anhaltspunkte zur Lösung der Frage nach der Konstitution des Äthers gewähren können. Ich habe deswegen im Anschluss an die oben citierte Abhandlung von Helmholtz unternommen, die Theorie dieser Strömungen zu entwickeln. Ich habe indessen in meiner ersten Publikation[1]) über diesen Gegenstand die zum Teil recht komplizierten Schlüsse so kurz gefasst, dass es wohl nicht überflüssig sein dürfte, wenn ich im folgenden zuerst dieselbe Theorie noch einmal ausführlicher darlege. Die direkte Veranlassung hierzu giebt mir ein Artikel von Herrn W. Wien[2]), in welchem alle Einwände, die sich meiner Theorie in ihrer ersten kurzen Fassung noch zu bieten scheinen, hervorgehoben sind. Ich werde also erstens auseinandersetzen, weshalb das von mir aufgestellte Integral der Ätherbewegungsgleichungen das einzige mögliche ist, zweitens die Schlussfolgerung eingehender begründen, die ich aus meinen Versuchen gezogen habe. Herr Wien hat inzwischen die Freundlichkeit gehabt, mir persönlich seinen gegen diese Folgerung erhobenen Einwand, der mir bei der Lektüre seines Artikels noch unverständlich[3]) geblieben war, näher zu erklären.

1) Erweiterung eines auf der Aachener Naturforscherversammlung gehaltenen Vortrages.

2) Helmholtz, Folgerungen aus Maxwells Theorie über die Bewegungen des reinen Äthers; Wied. Ann. **53**, 135, 1893.

1) G. Mie, Über mögliche Ätherbewegungen; Wied. Ann. **68**, 129, 1899.

2) W. Wien, diese Zeitschrift **2**, 148, 1900.

3) G. Mie, diese Zeitschrift **2**, 181.

2. Nach dem Vorgange Helmholtz' mache ich folgende drei Annahmen:

1) Es wirken nur konservative äussere Kräfte auf den Äther, d. h. Kräfte, die ein eindeutiges Potential besitzen.

2) Der Äther zeigt bei seinen Bewegungen durchaus das Verhalten einer gewöhnlichen, reibungslosen, inkompressiblen Flüssigkeit.

3) Die Energie der Ätherteilchen setzt sich additiv zusammen aus elektrischer, magnetischer und Strömungsenergie, was natürlich allgemein nur dann möglich ist, wenn nicht der elektrische oder magnetische Zustand selbst eine endliche Strömung darstellt.

Es verdient hervorgehoben zu werden, dass die Annahmen 2) und 3) bei dem rotationellen Äther Lord Kelvins[1]) und Sommerfelds[2]) nicht erfüllt sind. Wahrscheinlich aber wird es nicht schwer sein, die Theorie auch auf diese Fälle auszudehnen. Fürs erste scheint es mir vorteilhaft, die Theorie unter möglichst einfachen Annahmen zu entwickeln.

Ist μ die Massendichtigkeit des Äthers, (α, β, γ) seine Geschwindigkeit, p sein hydrostatischer Druck (vermindert um das Potential der äusseren Kräfte), (u, v, w) der Poyntingsche Energiestrom, $A = \frac{1}{3} \cdot 10^{-10}$ der reziproke Wert der Lichtgeschwindigkeit, so folgen aus den Helmholtzschen Untersuchungen die Bewegungsgleichungen des Äthers, von denen ich nur die erste hinschreibe:

$$\mu \cdot \left(\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \alpha \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \beta \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial y} + \gamma \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial z}\right) =$$

$$1) \quad -\frac{\partial p}{\partial x} + A^2 \cdot \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \gamma \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) - \beta \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\right].$$

Bezeichnen wir ferner der Kürze wegen die Komponenten des Wirbels des Poyntingschen Vektors mit:

$$\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} = \xi, \quad \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} = \eta, \quad \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \zeta,$$

ebenso die des Wirbels der Flüssigkeitsbewegung mit:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} = \mathfrak{x}, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} = \mathfrak{y}, \quad \frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} = \mathfrak{z}$$

so ergeben sich, wenn man durch Differenzieren und nachfolgendes Subtrahieren aus den Gleichungen 1) p eliminiert, drei Gleichungen, von denen die erste lautet:

$$\mu \cdot \left(\frac{\partial \mathfrak{x}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\mathfrak{x} \cdot \beta - \mathfrak{y} \cdot \alpha) - \frac{\partial}{\partial z}(\mathfrak{z} \cdot \alpha - \mathfrak{x} \cdot \gamma)\right) \quad 2)$$
$$= A^2 \cdot \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\xi \cdot \beta - \eta \cdot \alpha) - \frac{\partial}{\partial z}(\zeta \cdot \alpha - \xi \cdot \gamma)\right).$$

Die Gleichungen 2) sind nun einer sehr einfachen Deutung fähig. Fassen wir nämlich ein ganz bestimmtes Ätherteilchen ins Auge und drei ganz bestimmte Querschnitte durch dasselbe: q_1, q_2, q_3, die momentan den Koordinatenebenen parallel sind, verstehen wir ferner unter ξ, η, ζ die Komponenten eines ganz beliebigen Vektors in diesem Flüssigkeitsteilchen, der mit unserem Problem gar nicht in Verbindung zu stehen braucht, so sind zunächst: $q_1 \cdot \xi$, $q_2 \cdot \eta$, $q_3 \cdot \zeta$ die Anzahlen der durch q_1, q_2, q_3 hindurchtretenden Vektorlinien. Die Änderungsgeschwindigkeit dieser Zahlen berechnet sich nun folgendermassen[1]):

$$\frac{d\, q_1 \cdot \xi}{d t} = \left(\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(\xi \cdot \beta - \eta \cdot \alpha) - \frac{\partial}{\partial z}(\zeta \cdot \alpha - \xi \cdot \gamma)\right) \cdot q_1 \quad 3)$$

falls nur:

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 0.$$

Mit Benutzung der Gleichungen 3) ergeben 2):

$$\mu \cdot \frac{d\, q_1\, \mathfrak{x}}{d t} = A^2 \cdot \frac{d\, q_1\, \xi}{d t}. \quad 4)$$

Das allgemeine Integral dieser Gleichungen ist:

$$\mu \cdot \mathfrak{x} = A^2 \cdot \xi + a$$
$$\mu \cdot \mathfrak{y} = A^2 \cdot \eta + b$$
$$\mu \cdot \mathfrak{z} = A^2 \cdot \zeta + c.$$

Hier bedeuten a, b, c die Komponenten eines Wirbels, dessen Linienzahlen für die drei Flächen q_1, q_2, q_3 auch, nachdem diese im weitern Verlauf der Strömung längst ihre ursprüngliche Richtung und Grösse geändert haben, stets konstant bleiben. Mit andern Worten: die durch das Teilchen hindurchtretenden Linien des Wirbels a, b, c bilden einen Wirbelfaden, für welchen der bekannte Helmholtzsche Satz gilt, dass das Produkt aus Querschnitt und Rotationsgeschwindigkeit konstant bleibt, wohin sich auch das Ätherteilchen bewegen möge.

Diese Wirbelbewegung (a, b, c) muss demnach bestehen bleiben, wenn das betrachtete Teilchen später in Gegenden kommt, wo weit und breit kein elektromagnetisches Feld besteht. Sie musste auch schon genau ebenso vorhanden sein, ehe das Teilchen in das Feld eintrat. Dieser Wirbel stellt also eine konstante spezifische Eigenschaft der Ätherteilchen, die ihn besitzen, dar und hat mit der durch das elektromagnetische Feld hervorgerufenen Bewegung

1) Sir W. Thomson, Mathematical and Physical Papers. Vol. III, Art. 99, 436. Mai 1890.

2) A. Sommerfeld, Wied. Ann. 46, 139, 1892.

1) Einen genauen Beweis dafür findet man beispielsweise bei Hertz, Über die Grundgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper. Ges. Werke Bd. II, 259.

nichts zu thun. Setzen wir nun voraus, wie es jede Äthertheorie thut, dass der Äther da, wo er weder durch elektrische oder magnetische Zustände gestört, noch mit greifbarer Materie erfüllt ist, durchaus homogen und isotrop ist, so sind für die Wirbel (a, b, c) im reinen Äther nur zwei Annahmen zulässig:

Entweder: diese Wirbel erfüllen den Äther in ganz regelloser Weise nach Art des von Lord Kelvin beschriebenen Wirbelschwammes.[1]) Dann bewirken sie, wie Lord Kelvin bewiesen hat, dass der Äther Eigenschaften annimmt, die von denen der gewöhnlichen Flüssigkeiten abweichen: er wird rotationell-elastisch.

Oder: die konstanten Wirbel (a, b, c) sind überall Null: $a = b = c = 0$.

Nachdem wir die Bedingung (2) aufgestellt haben, müssen wir diese zweite Möglichkeit wählen. Dann sind die Bewegungsgleichungen des Äthers:

$$5)\quad \begin{cases} \mu \cdot \left(\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z}\right) = A^2 \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right) \\ \mu \cdot \left(\frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x}\right) = A^2 \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right). \\ \mu \cdot \left(\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y}\right) = A^2 \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) \end{cases}$$

Die Wirbellinien der Ätherbewegung fallen im reinen Äther stets mit den Wirbellinien des Poyntingschen Energiestromes zusammmen.

Mit Benutzung der Gleichungen (5) vereinfachen sich die Gleichungen (1) folgendermassen:

$$\mu \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\tfrac{1}{2}\mu\omega^2\right) = A^2 \cdot \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\mu \cdot \frac{\partial \beta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\tfrac{1}{2}\mu\omega^2\right) = A^2 \cdot \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial z},$$

$$\mu \cdot \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\tfrac{1}{2}\mu\omega^2\right) = A^2 \cdot \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial z},$$

wo: $\omega^2 = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2$.

Man kann aus diesen Gleichungen jetzt den hydrostatischen Druck p berechnen. Bezeichnen wir nämlich mit E die Dichtigkeit der Energie des elektromagnetischen Feldes, so dass:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial E}{\partial t}$$

und berechnen wir das Potential Π einer fingierten Massenverteilung von der Dichtigkeit $\frac{A^2}{4\pi} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$, d. h. eine Funktion, die die Bedingung erfüllt:

$$\nabla^2 \Pi = -A^2 \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2},$$

so ist:

$$p = C + \Pi - \tfrac{1}{2}\mu\omega^2.$$

Der Konstanten C können wir die Bedeutung der Kohäsion des Äthers beilegen, dann gelten die Gleichung (1) nur unter der Voraussetzung, dass p positiv, da für $p = 0$ sich eine Diskontinuitätsfläche bilden würde.

3. Wir setzen nun voraus, dass der Äther nicht nur inkompressibel, sondern auch von unbegrenzter Kohäsion ist. Alsdann gelten die Gleichungen (5) stets. Hinzu kommt:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = 0 \qquad 6)$$

Nunmehr ist zur Integration der Gleichungen (5) nur noch nötig, dass bestimmte Annahmen über die in den Grenzflächen zwischen Äther und Atomen auftretenden Druckkräfte gemacht werden. Diese Grenzbedingung wird uns durch die experimentelle Erfahrung geliefert, dass bewegte Materie den Äther nicht in Bewegung zu setzen vermag. Ich füge diese Bedingung zu den drei oben gemachten Annahmen als vierte hinzu:

4) Die Körpermoleküle sind für den Äther vollkommen durchlässig.

Wir werden uns danach die Atome als singuläre Punkte im Äther (Ausgangspunkte elektrischer Spannungen) vorstellen, durch welche der Äther, ohne sie mitzunehmen und ohne merklichen Widerstand zu erfahren, einfach hindurchströmen kann.

Wollten wir nämlich annehmen, dass die ruhenden Atome dem durch sie hindurch- oder an ihnen vorbeiströmenden Äther einen Widerstand böten, der die Bewegung merkbar modifizierte, so müssten wir daraus notwendig schliessen, dass umgekehrt der ruhende Äther der bewegten greifbaren Materie denselben Widerstand leistete und folglich durch sie mitgerissen würde.

Es scheint freilich auf den ersten Blick sehr schwer, sich vorzustellen, dass die Atome vollkommen durchlässig sein sollen. Es genügt aber schon, wenn wir annehmen, dass die singuläre Stelle des Äthers, die den eigentlichen Kern des Atoms bildet, unendlich klein ist gegen den Abstand der Atomcentra voneinander. Wenn die Umgebung dieses Kernes, soweit sie bei materiellen Vorgängen mitwirkt (die sog. „Ätherhülle"), deren Durchmesser als Atomdurchmesser betrachtet wird, aus gewöhnlichem Äther ohne spezifische Singularitäten besteht, so kann der unendlich kleine Kern sehr wohl undurchlässig sein, ohne dass dadurch eine wesentliche Modifikation der Bewegungen eintritt. Ich werde in einer späteren Publikation noch einmal auf diesen Punkt zurückkommen.

Durch die Einführung der Annahme (4) ist mit einem Schlage die Theorie der Bewegungen des reinen Äthers in eine für den ganzen Äther gültige verwandelt, da es danach überhaupt nur reinen Äther giebt. Nur werden durch die von den Atomen ausgehenden elektrischen und

1) Sir W. Thomson. Phil. Mag. (5), Bd. **24**, 342, 1887.

magnetischen Kräfte die Bewegungen des Äthers etwas komplizierter, indem ausser der Strömung im grossen ganzen noch kleine Wirbelringe in der Nachbarschaft der Atome entstehen. Wir wollen nun die Hauptströmung des Äthers berechnen, zunächst unter der vereinfachenden Annahme, dass die infolge der Strömung induzierten elektrischen und magnetischen Feldintensitäten gegenüber den auch im ruhenden Äther vorhandenen sehr klein sind. Nachdem die Theorie unter dieser Annahme durchgeführt ist, werden wir dann später zu untersuchen haben, welche Modifikation sie durch die Einführung der induzierten Kräfte erfährt.

Wir wollen die Wirbel der Ätherbewegung berechnen, indem wir das Linienintegral des Poyntingschen Vektors längs einer geschlossenen Kurve berechnen. Wir erhalten dadurch die Zahl der von dieser Kurve umschlungenen Wirbellinien des Poyntingschen Vektors und also auch der Ätherströmung. Wenn man diese Kurve nur unendlich wenig variiert, so ergiebt sich wegen der Anwesenheit der Atomladungen ein ganz anderer Wert, und man hat nun, um die durchschnittliche Ätherströmung zu finden, den durchschnittlichen Wert des Linienintegrals für ein Kontinuum von Kurven zu bilden, welches einen sehr dünnen Faden erfüllt, dessen Querschnitt aber doch schon sehr viele Atome enthält. Der Querschnitt des Fadens sei konstant q, das eine der Kurven s enthaltende Fadenelement habe den konstanten Querschnitt dq, der Wert der zu s tangentialen Komponente des Poyntingschen Vektors sei f_s, die Mittellinie des Fadens s_m. Dann ist der gesuchte Durchschnittswert:

$$\frac{1}{q}\cdot\int\limits_q dq\cdot\int\limits_s f_s\cdot ds = \frac{1}{q}\cdot\int\limits_{s_m} ds\cdot\int\limits_q f_s\cdot dq.$$

Hier ist nun $\int\limits_q f_s\cdot dq$ der gesamte Energiestrom, der durch den Querschnitt q an einer Stelle des Fadens hindurchgeht. Dieser ist aber, wenn P' und H' die durchschnittlichen Werte der in q liegenden Komponenten der elektrischen und magnetischen Feldintensität sind, nach dem Poyntingschen Satz;

$$\int\limits_q f_s\cdot dq = \frac{1}{4\pi}\cdot P'\cdot H'\sin(P', H')\cdot q.$$

Ich hebe aber besonders hervor, dass dies nur gilt, wenn man auch die in der unmittelbaren Nähe der Atomladungen durch die Strömung induzierten Kräfte vernachlässigt. Bei dieser Vernachlässigung ist das Gesetz für die Hauptbewegung des Äthers im Innern der greifbaren Materie genau dasselbe wie im Vakuum.

Denn der Durchschnittswert des oben gebildeten Linienintegrals ist:

$$\frac{1}{q}\cdot\int\limits_q dq\cdot\int\limits_s f s ds = \frac{1}{4\pi}\cdot\int\limits_{s_m} P'H'\cdot\sin(P', H')\cdot ds$$

wie im freien Äther.

Der einzige Unterschied ist, dass über diese Hauptströmung noch Wirbel von molekularen Dimensionen superponiert sind.

4. Wird speziell das Feld durch Überlagerung eines elektrostatischen und eines magnetostatischen Feldes gebildet, so verläuft der Poyntingsche Vektor cyklisch, d. h. es ist:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0.$$

Daraus folgt für ein rein statisches Feld:

$$\alpha=\frac{A^2}{\mu}\cdot u,\quad \beta=\frac{A^2}{\mu}\cdot v,\quad \gamma=\frac{A^2}{\mu}\cdot w. \quad (7$$

Ich benutzte nun, um nach einer Ätherströmung zu suchen,[1]) das homogene elektrische Feld eines ebenen Kondensators (Feldintensität P), welches senkrecht durchsetzt wurde von den Linien eines homogenen Magnetfeldes H. In diesem Felde müsste die Geschwindigkeit

$$\omega=\frac{A^2}{4\pi\mu}\cdot P\cdot H \quad (8$$

herrschen, die man durch eine Messung der Lichtgeschwindigkeit in der Richtung senkrecht zu P und H müsste konstatieren können.

Ich bekam ein negatives Resultat, was sich bei der mit meiner Anordnung erreichten Empfindlichkeit noch mit der auseinandergesetzten Theorie in Einklang bringen liess, wenn man annahm $\mu > 10^{-10}$.

Gegen diese Folgerung hat nun Herr W. Wien eingewendet, dass die Gleichungen (7) nicht die einzig mögliche Lösung der Bewegungsgleichungen des Äthers darstellen. In dem von mir benutzten Felde habe der Poyntingsche Vektor keine Wirbel, es würden daher diese Gleichungen ebensogut z. B. auch durch $\omega = 0$ befriedigt. Ich habe hierauf erwidert, dass der Poyntingsche Vektor natürlich in der Grenze des Feldes seine Wirbelstellen hätte. Nachträglich habe ich erfahren, dass Herr Wien dies keineswegs übersehen hat, aber der Ansicht ist, dass sehr wohl in der Grenzschicht der Kondensatorplatten durch die Wirkung der Atome die inneren Spannungen des Äthers kompensiert werden können. In der That, wenn man die Annahme der völligen Durchlässigkeit der materiellen Atome nicht gelten lässt, so kann man der greifbaren Materie in der Grenzschicht der Kondensatorplatten eine Wirkung auf den Äther zuerkennen, welche seine

1) l. c. S. 133.

Geschwindigkeit in derselben Weise verringerte, wie wenn die an sich reibungslose Flüssigkeit zwischen zwei Platten mit gleitender Reibung hindurchginge. Im Maximum könnte dieser Widerstand der Atome die Ätherbewegung auf Null herunterbringen.

Dieser Einwand wird hinfällig, wenn man die Konsequenz auf das Verhalten des Äthers zur bewegten Materie zieht. Setzen die Kondensatorplatten dem Hindurchgleiten des Äthers einen merkbaren Widerstand entgegen, so kann man sie unmöglich durch den Raum bewegen, ohne dass sie den Äther mitreissen und ihm eine Geschwindigkeit mitteilen, die mindestens ein beträchtlicher Bruchteil ihrer eigenen ist. Wir wissen nun aber nach den Versuchen von Lodge und Fizeau über das Verhalten des Äthers in der Nähe und im Innern bewegter Körper, dass dies nicht der Fall ist.

Andererseits könnte man freilich auch Versuchsanordnungen benutzen, bei denen man einer Annahme über die Grenzbedingungen an der Oberfläche der Atome völlig überhoben ist. Herr Wien hat mich darauf aufmerksam gemacht, dass man dies beispielsweise erreicht, wenn man einen Kugelkondensator, dessen Dielektrikum das Vakuum ist, in ein homogenes Magnetfeld bringt. In diesem Falle ist der Poyntingsche Vektor in dem Felde im reinen Äther selbst nicht wirbelfrei und es ergeben sich daher unter allen Bedingungen Strömungen. Die Stromlinien sind aus Symmetriegründen Kreise um die durch das Kugelcentrum gehende magnetische Kraftlinie. Ist nun m die Ladung der inneren Kugel, so sind die elektrischen Feldintensitäten in den Abständen r_1 und r_2 vom Centrum:

$$P_1 = \frac{1}{A^2} \cdot \frac{m}{r_1^{\,2}}, \qquad P_2 = \frac{1}{A^2} \cdot \frac{m}{r_2^{\,2}}.$$

Ist ferner H die magnetische Feldintensität, so ergiebt sich für zwei konzentrische Kreise in der zu H senkrechten Meridianebene mit den Radien r_1 und r_2 der Geschwindigkeitsunterschied

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{A^2}{4\pi\mu} \cdot H \cdot (P_1 - P_2).$$

Diese Differenz ist ganz unabhängig von einem etwaigen Einfluss der greifbaren Materie, obwohl dieser sich in den Werten ω_1 und ω_2 selbst bemerkbar machen könnte. Es scheint mir jedoch unmöglich, für die Bestimmung dieser Differenz eine Empfindlichkeit zu bekommen, die sich auch nur entfernt mit der bei meiner Anordnung erreichten messen könnte.

5. Es drängt sich nun die Frage auf, wo die Energie herkommt, die für die Bewegung des flüssigen Äthers nötig ist. Um anschaulich zu bleiben, beantworte ich diese Frage für die oben beschriebene Versuchsanordnung. Sei ε die Dielektrizitätskonstante, ϱ die Permeabilität des Dielektrikums in dem ebenen Kondensator. Dann sind der elektrische und der magnetische Induktionsfluss: $D = \varepsilon \cdot P$, $B = \varrho \cdot H$. Durch die Bewegung des Äthers senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien entsteht nun eine sehr kleine induzierte elektrische Kraft, und zwar zeigt eine einfache Überlegung, dass sie der Kraft P gerade entgegengesetzt gerichtet ist; ich bezeichne sie deswegen mit $-dP$.

$$-dP = -B \cdot \omega.$$

Diese Änderung der Feldintensität ist mit einer entsprechenden Änderung des Induktionsflusses (d. h. der Ladung der Platten) verbunden:

$$-dD = -\varepsilon \cdot B \cdot \omega.$$

M. a. W. Verbindet man die Kondensatorplatten mit einer Elektrizitätsquelle konstanter Spannung, so ist ihre Ladung bei bewegtem Äther kleiner als bei ruhendem; die Wirkung der das Feld durchquerenden magnetischen Kraftlinien ist also eine scheinbare Verminderung der Dielektrizitätskonstante im Verhältnis:

$$\left(1 - \frac{B \cdot \omega}{P}\right).$$

Die Energie des Feldes ist pro Volumeneinheit um

$$A^2 \frac{P \cdot dD}{4\pi} = A^2 \frac{D \cdot B}{4\pi} \cdot \omega \text{ [1]}$$

kleiner, als die, welche bei derselben äusseren Spannung ohne das Magnetfeld vorhanden wäre.

In ganz derselben Weise induziert das elektrische Feld im strömenden Äther eine sehr kleine magnetische Kraft:

$$-dH = -A^2 D \cdot \omega,$$

welche bewirkt, dass die Permeabilität im Verhältnis

$$\left(1 - \frac{A^2 \cdot D \cdot \omega}{H}\right)$$

verringert erscheint, und dass die Energie des Magnetfeldes um

$$\frac{1}{4\pi} \cdot H \cdot dB = \frac{A^2}{4\pi} \cdot B \cdot D \cdot \omega \text{ pro Volumen } 1$$

abnimmt, sobald der Kondensator geladen wird.

Wir wollen uns nun den Versuch in der Weise ausgeführt denken, dass zunächst der Elektromagnet erregt ist. Wenn man nun den Kondensator ladet, so wird die Wirkung genau dieselbe sein, als ob man den Luftzwischenraum plötzlich ein wenig vergrösserte. Die Energie des Magnetfeldes, welche hierbei frei wird, kommt einfach dem magnetisierenden Strome zu gut und vermehrt für einen Moment die Stromwärme um einen äusserst kleinen Betrag, der aber genau gleich dem eben berechneten Energieverlust des Feldes ist. Man kann diese Energie auch auffangen, wenn man um den

[1]) Alle Grössen sind immer im elektromagnetischen Masssystem gemessen.

Kondensator in der zum Magnetfeld senkrechten Ebene eine Spule aufwickelt. Die Änderung des Magnetfeldes wird alsdann in dieser einen Induktionsstromstoss erzeugen, der die Energie absorbiert.

Nicht so einfach liegen die Verhältnisse bei der Ladungsenergie des Kondensators. Diese beträgt, wenn kein Magnetfeld vorhanden ist:

$$\frac{A^2}{8\pi} \cdot P \cdot D \text{ pro Volumeneinheit.}$$

Mit dem Magnetfeld also:

$$\frac{A^2}{8\pi} \cdot P \cdot (D - dD),$$

wo dD die oben berechnete Grösse hat. Nun haben wir aber gesehen, dass die elektrostatische Energie durch die Anwesenheit des Magnetfeldes um die Grösse $\frac{A^2}{4\pi} \cdot P \cdot dD$ pro Volumeneinheit verkleinert wird. Es bleibt folglich von der zum Laden verbrauchten Energie noch $\frac{A^2}{8\pi} \cdot P \cdot dD$ übrig, die dem elektrostatischen Felde nicht zu gute kommt. Da kein anderer Gegenstand vorhanden ist, der diese Energie verschluckt haben könnte, bleibt nur die eine Möglichkeit, dass der Äther sie für seine Bewegung verbraucht. Setzen wir nun für dD den oben gefundenen Wert ein, so erhalten wir:

Die kinetische Energie des strömenden Äthers:

$$(9 \qquad E = \frac{A^2 \cdot B \cdot D}{8\pi} \cdot \omega = \varrho \cdot \varepsilon \cdot \tfrac{1}{2} \mu \omega^2$$

pro Volumeneinheit.

Da im reinen Äther $\varrho = \varepsilon = 1$, so stimmt dieser Ausdruck hier in der That mit dem bekannten Wert der kinetischen Energie einer fortschreitenden Bewegung überein. In anderen Dielektricis ist der Wert grösser, offenbar deswegen, weil noch die Energie der kreisenden Ätherbewegungen um die einzelnen Atome hinzukommt.

6. Man könnte nun die scheinbare Änderung der Dielektrizität oder der Permeabilität durch die Ätherströmung benutzen, um eine Messung zu machen, die voraussichtlich einer grösseren Empfindlichkeit fähig wäre, als die zuerst von mir versuchte optische Messung. Sind ε' und ϱ' die scheinbaren Werte dieser Grössen in dem Felde mit senkrecht gekreuzten elektrischen und magnetischen Kraftlinien, so ergiebt sich aus den Betrachtungen des vorigen Paragraphen:

$$10) \qquad \left.\begin{aligned} \varepsilon' &= \varepsilon \cdot \left(1 - \frac{A^2}{4\pi\mu} \cdot H \cdot B\right) \\ \varrho' &= \varrho \cdot \left(1 - \frac{A^4}{4\pi\mu} \cdot P \cdot D\right) \end{aligned}\right\}$$

Eine ungefähre Rechnung zeigte mir, dass man wenigstens durch die Messung der Kapazitätsänderung eines Kondensators im Magnetfeld die früher erhaltene Grenze von μ (10^{-10}) würde höher hinaufrücken können. Allein trotz langer und zeitraubender Bemühungen scheiterte dieser Versuch daran, dass es mir nicht gelang, einen Kondensator herzustellen, dessen Platten so schmale Streifen bildeten, als ich sie für den engen Zwischenraum zwischen den Polflächen des Elektromagneten brauchte, und der doch gleichzeitig eine genügend grosse Kapazität mit hohem Isolationswiderstand und grosser Durchschlagsfestigkeit verband.

Dagegen zeigte eine andere Überlegung mir einen leichter gangbaren Weg. Ein ganz homogenes elektrisches Feld hat man im Innern eines stromdurchflossenen Leiters von kleinem konstanten Querschnitt, z. B. eines Drahtes. Bringt man einen solchen Stromleiter in ein sehr starkes Magnetfeld, gegen welches das eigene Feld des Stromes verschwindend klein ist, so kann man die Bewegung des Äthers in diesem Felde gerade wie in einem Kondensator berechnen. Die induzierte Feldintensität im Innern des Leiters bewirkt nun eine Schwächung des Stromes, genau so, als ob die Leitfähigkeit k abgenommen hätte nach der Formel:

$$k' = k \cdot \left(1 - \frac{A^2}{4\pi\mu} \cdot H \cdot B\right)$$

oder, wenn ϱ die Permeabilität des Leiters ist:

$$k' = k \cdot \left(1 - \frac{A^2}{4\pi\mu} \cdot \varrho \cdot H^2\right) \ldots \qquad (11$$

Um die Messung wirklich auszuführen, hat man besonders auf zweierlei zu achten, nämlich: dass die Temperaturschwankungen des Drahtes möglichst klein sind, und dass die Kontakte tadellos sind. Ich nahm, um Wirbelströme im Leiter selbst möglichst zu verhüten, einen sehr dünnen Neusilberdraht (0,02 mm dick), kittete ihn mit Siegellack auf einen Holzstreifen und umgab ihn mit einer dicken Siegellackschicht, so dass er auch vor äusseren Wärmewirkungen möglichst geschützt war. An die Drahtenden wurden dicke Kupferdrähte angelötet, auf denen sich Klemmschrauben befestigen liessen. Trotzdem zeigte das Galvanometer in der Brücke einer Wheatstoneschen Kombination, deren einer Zweig der Draht war, keine ganz konstante Einstellung, aber die Schwankungen waren so langsam, dass ich die Messung doch glaubte ausführen zu können. Der Draht wurde also zwischen die Polschuhe des schon früher benutzten Elektromagneten gebracht und es zeigte sich nun in der That, sobald der Magnet erregt wurde, ein ganz kleiner Ausschlag des Galvanometers (gegen 0,5 mm), der zurückging, wenn der Erregerstrom unterbrochen wurde. Der Ausschlag hing nicht vom Sinn der Magnetisierung ab, er entsprach stets einer scheinbaren Vergrösserung des spezifischen Wider-

standes und zwar um ungefähr den 10^5ten Teil. Die Feldstärke H wurde mit der Wismutspirale gemessen, sie war ziemlich genau 10^4. Da ferner in Neusilber $\varrho = 1$ ist, so würde die Formel (11) ergeben $\mu \backsim 10^{-9}$.

Wollte man indessen ohne weiteres die gefundene Widerstandsvermehrung auf eine Bewegung des Äthers zurückführen, so machte man jedenfalls einen schlimmen Trugschluss. Es ist ja zu erwarten, dass alle Leiter eine wirkliche Widerstandsvermehrung im Magnetfeld erfahren, die in besonders hohem Masse das Wismut zeigt. Wir dürfen daher nur den negativen Schluss ziehen, dass die spezifische Masse des Äthers sicher nicht kleiner ist als 10^{-9}.

$$\mu > 10^{-9}.$$

Wahrscheinlich könnte man sich von der Wirkung des Magnetfeldes auf das Leitvermögen, die doch wohl auf eine Ablenkung der Elektronen aus ihrer geraden Bahn zurückzuführen ist, frei machen, wenn man äusserst dünne Metallspiegel benützte. Schon die Abnormitäten der thermischen Widerstandsänderung in sehr dünnen Metallschichten [1]) weisen darauf hin, dass die Bewegungen der Ionen in ihnen nicht mehr die Freiheit haben, wie in einem Drahte. Ich begann daher einen Versuch mit einem sehr dünnen Silberstreifen auf Glas, hatte aber zunächst Schwierigkeiten mit dem Kontakt an den Eintrittsstellen des Stromes. Ich führte diesen Versuch nicht mehr zu Ende, da neue theoretische Überlegungen mir inzwischen zeigten, dass selbst, wenn wir einen flüssigen Äther voraussetzen, doch positive Versuchsresultate, wenigstens bei meiner Anordnung, erst erwartet werden dürfen, wenn die Empfindlichkeit ungeheuer gesteigert wird.

7. Bisher habe ich nämlich immer unter Vernachlässigung derjenigen Feldintensitäten gerechnet, welche in der Umgebung der Atome durch die Strömung des Äthers induziert werden. Diese Vernachlässigung ist in der That erlaubt, wenn die elektrischen Atomladungen auf Körperchen verteilt sind, die ungefähr molekularen Durchmesser haben. Sind die Ladungen aber auf einen sehr viel kleineren Raum konzentriert, so können die Induktionswirkungen und die durch sie hervorgerufenen Wirbelbewegungen nicht mehr vernachlässigt werden. Es zeigt sich, dass alsdann die Anwesenheit der Atome, obwohl sie noch immer als vollkommen durchlässig betrachtet werden sollen, doch auch die Hauptströmung des Äthers wesentlich modifizieren muss. Welcher Art nun diese Modifikation der Ätherbewegungsgleichungen sein wird, gedenke ich in einem demnächst folgenden Artikel darzuthun.

(Eingegangen 26. Januar 1901.)

1) Vgl. A. C. Longden, Diese Ztschr. 1, 605, 1900.

Über das sprechende Licht.

Von Ernst Ruhmer.

Herr H. Th. Simon veröffentlichte vor kurzem eine interessante Mitteilung über den sprechenden Flammenbogen, seine Theorie und seine Verwendung zu einer drahtlosen Telephonie.[1])

Im folgenden mögen einige Notizen zu demselben Gegenstand gegeben werden.

Zunächst dürfte es noch nicht allgemein bekannt sein, dass auch andere Flammen als der elektrische Flammenbogen auf periodische Stromschwankungen, wenn auch mit sehr viel schwächeren Schallwirkungen ansprechen; wenigstens weist Herr Simon in einer früheren Arbeit[2]) auf das negative Ergebnis eines derartigen Versuches hin.

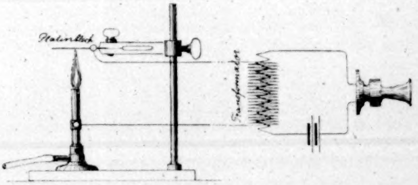

Fig. 1.

Fig. 1 zeigt die Versuchsanordnung mit dem Bunsenbrenner. Die Mikrophonstromimpulse werden in dem Transformator auf höhere Spannung transformiert und der leuchtenden Bunsenflamme einerseits durch den Fuss des Bunsenbrenners, andererseits durch ein in die Flamme hineinragendes Platinblech zugeführt.

Herr Simon hat in ausführlicher Weise die Theorie des sprechenden Lichtbogens entwickelt und auch theoretisch einen Mikrophontransformator abgeleitet, der die günstigsten Resultate zu erhalten gestattet.

Die Voraussetzung war dabei, unter Wahrung der Klangfarbe eine möglichst laute Übertragung zu erzielen.

Zu diesem Zwecke ist erforderlich, dass die dem Lampenstrome aufgeprägte Induktionsstromstärke $\mathfrak{J}_2$ von der Schwingungszahl n unabhängig sei.

Legt man aber hauptsächlich auf die Laut-

1) Diese Zeitschrift 2, 253, 1901.
2) Vgl. Wied. Ann., 64, 238, 1898.

stärke einzelner Töne Wert, wie z. B. bei der Übertragung von Pfeifen oder Musik, wo die Klangfarbe nicht eine so grosse Rolle spielt wie bei der Sprache, so kann man unter Zugrundelegung der Simonschen Ableitung eine modifizierte Betrachtung durchführen, die mannigfache anscheinende Widersprüche der bisherigen experimentellen Erfahrungen aufzuklären geeignet scheint.

Es ist unter Beibehaltung der Simonschen Bezeichnungsweise: [1])

1) $$J_2 = \frac{\triangle R_0 J_0 M}{N} \sin \left\{ \quad \right\}$$

wo

2) $$N^2 = (R_0 L_2 - R_2 L_1)^2 + \frac{R_0^2 R_2^2}{\omega^2}.$$

Soll J_2 ein Maximum werden, so tritt dies offenbar ein, falls

3) $$R_0 L_2 - R_2 L_1 = 0 \text{ ist,}$$

oder wenn: $$\frac{R_0}{R_2} = \frac{L_1}{L_2}.$$

Es wird dann:

4) $$J_2 = \frac{\triangle R_0 J_0 M.}{R_0 R_2} \omega \cdot \sin \left\{ \quad \right\}$$

d. h. die induzierte Stromstärke ist proportional der Mikrophonwiderstandsänderung $\triangle R_0$, der Mikrophonstromstärke J_0, dem Koeffizienten der gegenseitigen Induktion M, der Schwingungszahl n und umgekehrt proportional dem Widerstande des primären und des sekundären Stromkreises.

Hohe Töne werden also besser übertragen als tiefere, was mit der Erfahrung völlig in Übereinstimmung steht.

Aus der Beziehung 3) folgt, da die Selbstinduktionskoeffizienten cet. par. dem Quadrate der Windungszahlen proportional sind:

5) $$\frac{R_0}{R_2} = \frac{N_1^2}{N_2^2} \text{ oder } \frac{N_1}{N_2} = \sqrt{\frac{R_0}{R_2}}$$

Aus der Beziehung 4) und 5) ergiebt sich die Notwendigkeit zur Konstruktion einer günstig wirkenden Spule möglichst viele Windungen dicken Drahtes zu verwenden und die Windungszahlen von primärer und sekundärer Spule im Verhältnis $\sqrt{R_0} : \sqrt{R_2}$ zu wählen.

Da der Widerstand der Spulen selbst gegen den Widerstand des übrigen Stromkreises vernachlässigt werden kann, so müssen also die Windungszahlen im Verhältnis der Quadratwurzel aus Mikrophonwiderstand zu Bogenlampenwiderstand gewählt werden.

Es erklärt sich hieraus der merkwürdige Umstand, dass unter Beibehaltung einer und derselben Transformationsspule die Lautwirkung mit zunehmender Stromintensität der Bogenlampe bei gleicher Netzspannung (erreicht durch Verminderung von R_2) abnehmen kann, während man in Übereinstimmung mit Herrn F. Braun [1]) das Gegenteil erwarten sollte.

Umgekehrt spricht beispielsweise eine mit 20 Ampère betriebene Bogenlampe mit der gleichen Spule bei höherer Betriebsspannung unter Vermehrung des Vorschalt-Widerstandes bedeutend besser, als bei niedriger Spannung mit weniger äusserem Widerstand. Damit steht auch jedenfalls im Zusammenhang, dass Herr Duddell bei seinen Verhältnissen 12 Ampère als günstigste Betriebsstromstärke herausfand [2]).

Verfasser benutzte mit Erfolg eine Transformationsspule, deren Windungszahlen im Verhältnis 1 : 2,5 standen; letzteres wurde durch Ausprobieren an einem Transformator mit variabler Übersetzung als günstigstes herausgefunden. Die sekundäre, vom Lampenstrom durchflossene Spule besass also mehr Windungen als die primäre Mikrophonspule.

Auch die Übertragung der Sprache dabei war eine ausgezeichnete, so dass man jedes Wort deutlich in einem grossen Saal verstehen konnte.

Die Betriebsspannung der benutzten Bogenlampe betrug 110 Volt, die Stromstärke ca. 10 Ampère.

Der Mikrophonwiderstand im erwärmten Zustande zu ca. 2 Ω bestimmt, den Vorschalt-Widerstand zu ca. 10 Ω angenommen, würde sich nach dem Obigen theoretisch als günstigstes Übersetzungsverhältnis $= 1 : \sqrt{5} =$ ca. 1 : 2,2 ergeben, was recht gut mit dem durch Probieren gefundenen Verhältnis übereinstimmt.

Als die gleiche Spule bei einer Betriebsspannung von 72 Volt bei gleicher Bogenlampenstromstärke zur Verwendung kommen sollte, waren die Wirkungen bedeutend schlechtere. Erst eine Spannungserhöhung unter entsprechender Erhöhung des Vorschalt-Widerstandes ergab wieder gleich gute Resultate.

Nach dem Mitgeteilten ist ohne weiteres ersichtlich, dass bei dem Experiment mit dem Bunsenbrenner, wo bedeutendere Widerstände in Frage kommen, die sekundäre Wicklung des Transformators eine entsprechend hohe Windungszahl besitzen muss.

Da also bei gegebener Netzspannung und bestimmter Betriebsstromstärke ein bestimmtes Übersetzungsverhältnis die besten Wirkungen erzielen lässt, so ist es vorteilhaft, einen Transformator mit variabler Übersetzung zu verwenden.

Am besten erscheint zu diesem Zwecke ein nach Art der Sparschalttransformatoren hergestellte Induktionsspule, deren Anordnung Fig. 2 erkennen lässt.

1) Vgl. loc. cit. Formel 10 und 12, S. 256.

1) Vgl. Wied. Ann. 65, 358, 1898.
2) Vgl. The Electrician p. 271, 1901.

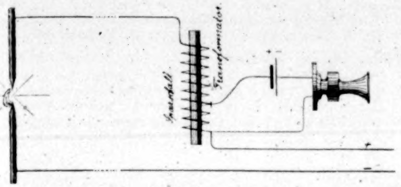

Fig. 2.

Der Transformator besitzt nur eine Wicklung, alle Windungen werden beispielsweise vom Bogenlampenstrom, nur ein Teil vom Mikrophonstrom durchflossen. Je nach der Stelle des Transformators, an welcher man die Abzweigung vor-

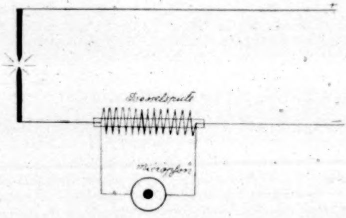

Fig. 3.

nimmt, kann man das Übersetzungsverhältnis regulieren.

Für den Fall, dass letzteres gerade 1 : 1 beträgt, geht die Schaltung in die in Fig. 3 schematisch wiedergegebene über, die gleichzeitig von Herrn Simon und vom Verfasser angewandt wurde. Bei passender Wahl des Widerstandes der Induktionsspule bedarf man keiner besonderen Mikrophonbatterie. Wie eine einfache mathematische Überlegung darthut, sind die auf diese Weise erzielbaren Stromschwankungen im Bogenlampenstromkreise recht beträchtlich.

Diese Anordnung, welche wohl die einfachste ist und besten Resultate erzielen lässt, ist entschieden der vom Verfasser vorgeschlagenen Parallelschaltung von Mikrophon und Bogenlampe (Fig. 4) vorzuziehen.

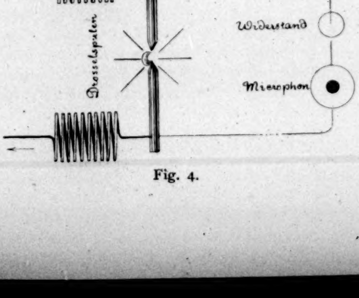

Fig. 4.

Um die Forderung möglichst hoher Mikrophonstromstärke zu erfüllen, wurde das benutzte Kohlenkörnermikrophon der Firma Mix & Genest, welches sich neben dem Berlinerschen Transmitter am besten zu diesen Versuchen eignet, unter häufiger Drehung der Mikrophonkapsel, mit 3 Akkumulatoren betrieben. Das Mikrophon leidet durch solche starke Beanspruchung sehr. Es wurde daher versucht, den gleichen Zweck durch Parallelschaltung mehrerer solcher Mikrophone unter Verminderung der Betriebsspannung zu erreichen. Zwar wurde durch Vermehrung der Mikrophone die Stromstärke vergrössert, allein die Stromschwankungen wurden immer geringer, da die einzelnen Mikrophone ungleich hohen Widerstand besitzen und die Stromschwankungen eines Mikrophones sich durch die anderen parallel geschalteten grösstenteils ausgleichen.

Auch wenn man jedem der Mikrophone eine eigene Batterie giebt, hat man nichts gewonnen. Erst nach Anwendung der in Fig. 5

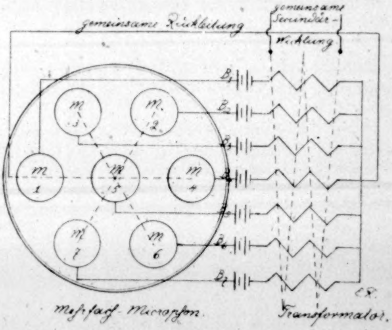

Fig. 5.

schematisch dargestellten Schaltung, wonach jedes Mikrophon seine eigene Transformationsspule erhält, konnte die Wirkung gesteigert werden, wenn auch bei weitem nicht im Verhältnis der Anzahl der zur Anwendung kommenden Mikrophone. Diese letztere Anordnung kann auch, wie beiläufig bemerkt werden mag, mit Vorteil zum Betrieb eines lautsprechenden Telephons benutzt werden, worauf demnächst ausführlicher eingegangen werden soll.

Zum Schluss mögen noch einige praktische Bemerkungen bezüglich der Anwendung des sprechenden Lichtes zu einer Flammentelephonie folgen.

Die bisher im Handel käuflich zu habenden Selenzellen, von denen sich jene der Firma Clausen & v. Bronk, Berlin, durch besondere Lichtempfindlichkeit auszeichnen, besitzen im

allgemeinen den Übelstand zu hohen inneren Widerstandes.

Um einigermassen zufriedenstellende Resultate zu erzielen, empfiehlt sich die Anwendung besonders empfindlicher Telephone, deren Kerne vorteilhaft mit 0,03 mm Silberdraht bewickelt werden, damit der innere Widerstand der in Serie geschalteten Telephone dem der Selenzelle (ca. 10—100 000 Ohm) näher kommt.

Die Anwendung eines Transformators, dessen sekundäre Spule etwa denselben Widerstand wie die Selenzelle besitzen musste, ist wegen der grossen Selbstinduktion und der damit verbundenen undeutlichen Wiedergabe nicht zu empfehlen — dagegen erscheint es aussichtsreich, grössere Selenzellen mit geringerem Widerstande, ca. 100 Ohm, zu benutzen, deren Herstellung sich ohne weiteres praktisch durchführen lässt.

Mit einer aussergewöhnlich lichtempfindlichen Selenzelle, deren Widerstand bei Belichtung auf den zehnten Teil des ursprünglichen Widerstandswertes herabsank, konnten bereits überraschend günstige Wirkungen erzielt werden.

Die durch Belichtung mittelst „sprechenden Lichtes" erzielten Stromschwankungen reichten aus, um den hochwiderständigen Schreibmagneten eines Telegraphons zu beeinflussen.

Die Anwendung des Poulsenschen Apparates als „Photographon" ist entschieden für die Praxis von grosser Bedeutung, da die lichttelephonisch übertragenen Gespräche sich so in einfachster Weise selbstthätig magnetisch registrieren lassen.

(Eingegangen am 4. Februar 1901.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Kerntler, F., Die Unität des absoluten Masssystems in Bezug auf magnetische und elektrische Grössen. gr. 8. VIII u. 46 S. Leipzig, B. G. Teubner. Mk. 1.50.

Livre jubilaire dédié à H. A. Lorentz, professeur de physique à l'Université de Leiden. Recueil de travaux offerts par les auteurs à l'occasion du 25e anniversaire de son doctorat. Ein Band, 678 Seiten, gr. 8⁰. Mit Tafeln. Lwd. (Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles. 2e Serie, Tome V). Preis Mk. 12.—.

Lorenz, H., Dynamik der Kurbelgetriebe mit besonderer Berücksichtigung der Schiffsmaschinen. Mit 66 Textfiguren. gr. 8. VIII u. 156 S. Leipzig, B. G. Teubner. Mk. 5.—.

Stolz, O., und **Gmeiner, J. A.**, Theoretische Arithmetik. gr. 8. Leipzig, B. G. Teubner.

1. Abteilung: Allgemeines. Die Lehre von den rationalen Zahlen. 2. umgearbeitete Auflage der Abschnitte I—IV des I. Teiles der Vorlesungen über allgemeine Arithmetik von O. Stolz. Mit sechs Figuren im Text. IV u. 98 S. Mk. 2.40.

Tagesereignisse.

Die Société technique du gaze in Paris erlässt ein internationales Preisausschreiben mit folgenden Höchstpreisen: 10000 Franken für den Erfinder eines neuen Glühbrenners, 10000 Franken für Verbesserung an den Apparaten zur Herstellung und Benutzung von Gas, 5000 Franken für Verbesserungen an koksverbrauchenden Apparaten, 5000 Franken für einen praktischen automatischen Anzünder, 8000 Franken für jeden anderen die Gasindustrie interessierenden Gegenstand.

Personalien.

Der a. o. Professor für Mathematik in der philosophischen Fakultät der Universität München Dr. Alfred Pringsheim ist zum o. Professor ernannt worden.

Der Geh. Regierungsrat, Professor der Geodäsie an der königl. Technischen Hochschule, Dr. Richard Doergens, ist im Alter von 61 Jahren gestorben.

Der Professor für Maschinenbau am eidgenössischen Polytechnikum zu Zürich, A. Stodola, hat einen an ihn ergangenen Ruf an das Polytechnikum in Karlsruhe abgelehnt.

Berichtigungen.

Durch ein Versehen sind in der Mitteilung des Herrn Pockels, „Über die bei Blitzentladungen erreichte Stromstärke", (**2**, 306, 1901) folgende vom Verfasser gewünschte Korrekturen unterblieben:

S. 306 Spalte I Zeile 15 v. o. lies „Stromstärke" statt Stromstärke; Citat unter der Spalte lies: Meteorol. Zeitschr. **15**, 41, 1898.

S. 306 Spalte II Zeile 4 v. o. lies „angenommen" statt eingenommen.

„ „ „ II „ 33 „ „ „ durch die Freundlichkeit von Herrn Chistoni.

„ „ „ II „ 38 „ „ „ „in" statt im.

„ „ „ II „ 11 „ u. „ „305" statt 303.

„ 307 „ I „ 4 ff. „ o. „ „zukam, falls dieselben gleichgerichtet, hingegen dem letzten, falls sie abwechselnd entgegengesetzt gerichtet waren. Die angegebenen Zahlen werden übrigens . . . ."

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.